

透水性海浜における孤立波のそ上機構

河田 恵昭*・土屋 義人**

1. 緒 言

波のそ上は、漂砂の swash movement の外力である。したがって、海浜変形はこの外力に大きく支配される。自然海浜は、周知のようにすぐれた消波機能をもっており、これを活用する新しい侵食制御工法、たとえば sub-sand filter system¹⁾ などの開発をすすめるためには、粗度と透水性をもつ海浜上での波のそ上機構をまず明らかにしなければならない。

波のそ上機構を解析する場合、海浜上の波あるいは流れのいずれを主体として取り扱うかによって、非線形浅水波理論あるいは開水路非定常流の理論のいずれかが適用されており、その具体例は、たとえば Meyer²⁾ によってすでに紹介されている。このうち、波のそ上に海浜の粗度と透水性の影響を考慮するためには、これら両特性を適切に評価できる開水路非定常流の理論を適用する方が便利であろう。さらに、数学的な取り扱い易さの点から孤立波を用いることは妥当であろう。もちろん、この方法では波の周期性がそ上に及ぼす影響を検討できないが、Munk³⁾ らによれば、浅海域での来襲波浪の特性は、孤立波のそれに近似できるとすでに報告されているので、解析結果は適用性が高いと考えられる。

ここでは、上述した理論的取り扱いに加えて、孤立波のそ上に関する実験結果との比較検討から、透水性海浜における孤立波のそ上機構を明らかにする。

2. 孤立波のそ上の基礎方程式

(1) 基礎方程式の誘導

図-1 に示すように座標系をとれば、透水性海浜上の水流の運動方程式は、運動量保存則に基づく1次元解析法を適用し、とくに海浜から浸透によって失われる水の運動量の増加量を考慮すれば、つぎのように表される。

$$\left. \begin{aligned} (1/\rho)(\partial v/\partial t) + (v/\rho)(\partial v/\partial x) + \cos \beta (\partial h_1/\partial x) \\ = \mp \sin \beta - (1/2)(f v^2/\rho g h_1) + v q_1/\rho g h_1 \\ h_1 = h + \eta \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(1)$$

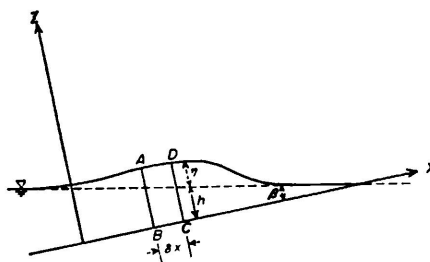


図-1 座 標 系

ここに、 v : 平均流速、 $\sin \beta$: 海浜勾配、 f : 海浜の抵抗係数、 h : 水深、 η : 波高、 q_1 : 単位時間、単位面積当りの浸透水量および g : 重力の加速度であり、右辺第1項の複号はそれぞれ up-rush および down-wash 時に対応している。

いま、浸透水量 q_1 は自由浸透水量 q_0 とポンプなどによる強制排水量 q_a の和として表示されるものとし、さらに、 q_0 が定常浸透による流出水量に比例すると仮定すれば、次式が成立する。

$$q_0 = \alpha k(1 - h_1/l) \cos \beta \dots\dots\dots(2)$$

ここに、 α : 比例定数、 k : 透水係数および l : 海浜の透水層の厚さである。

また、水流の連続式は、次式で与えられる。

$$\partial h_1/\partial t + \partial(vh_1)/\partial x + q_1 = 0 \dots\dots\dots(3)$$

(2) 基礎方程式の無次元化と特性曲線表示

いま、便宜上、一様水深から一様勾配の海浜が始まる場合を取り扱うことにして、一様水深 h_0 を基準量とすれば、つぎのような無次元量が定義される。

$$\left. \begin{aligned} X &= x/h_0 \\ T &= \sqrt{g \cos \beta/h_0} t \\ U &= v/\sqrt{g h_0 \cos \beta} \\ C &= \sqrt{h_1/h_0} \\ \bar{k} &= k/\sqrt{g h_0 \cos \beta} \\ \bar{l} &= l/h_0 \\ \bar{q}_a &= q_a/\sqrt{g h_0 \cos \beta} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(4)$$

式(4)を式(1)および(3)に代入すれば、無次元の運動方程式および連続式は、それぞれ次式のようにになる。

* 正会員 工博 京都大学助教授 防災研究所
 ** 正会員 工博 京都大学教授 防災研究所

$$\left. \begin{aligned} \partial U/\partial T + U\partial U/\partial X + 2C\partial C/\partial X \mp \sin \beta \\ - (1/2)f(U/C)^2 - (U/C)^2(\bar{k}(1+C^2\bar{l}) + \bar{q}_a) = 0 \\ 2\partial C/\partial T + C\partial U/\partial T + 2C\partial C/\partial X \\ + (1/C)(\bar{k}(1+C^2\bar{l}) + \bar{q}_a) = 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

式(5)から、up-rush および down-wash 時に対して、つぎの特性曲線の方程式が得られる。すなわち、

$$dX/dT = U \pm C \dots\dots\dots (6)$$

の特性曲線上で、

$$\begin{aligned} d(U \pm 2C)/dT \\ = \mp \sin \beta - (1/2)f(U/C)^2 \\ - (1/C)\{- (U/C) \pm 1\} (\bar{k}(1+C^2\bar{l}) + \bar{q}_a) \end{aligned} \dots\dots\dots (7)$$

上式の右辺第1項は重力の項で、複号はそれぞれ up-rush および down-wash 時に対応しており、第2項は粗度による摩擦抵抗の項および第3項は自由浸透とポンプによる強制排水による項である。

(3) 漂砂量則の導入

すでに、著者ら⁹⁾は砂粒の運動を saltation として取り扱い、砂粒と流体を含む二相流に運動量保存則を適用して、いわゆる plane bed を対象とした平衡状態の流砂量則を次式のように誘導している。

$$\left. \begin{aligned} q_* = e(1-e)(\tan \beta_m)A_r \{1 + (1/2)(\rho/\sigma) \\ \times [1 + e - (1-e)\sqrt{1 + 8/[3(1-e)\lambda C_D A^* \tau_*]}] \\ \times (\tau_* - \tau_{*c}) \} \\ q_* = q/u_* d, \quad \tau_* = u_*^2/(\sigma/\rho - 1)gd \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 e : 砂粒の反発係数、 β_m : 砂粒の平均飛び出し角度、 σ : 砂粒の密度、 λ : 砂粒の飛高と飛距離の比で定義される無次元量、 A_r : 完全粗面乱流の場合約 8.5 の値をとる定数、 C_D : 砂粒の抗力係数、 q : 流砂量、 u_* : 摩擦速度および τ_{*c} : 無次元限界掃流力である。式(8)中の定数として、水流による掃流砂粒の saltation の実験結果から別個に決定したものをを用いて得た流砂量の計算値は、無次元掃流力の広い範囲にわたって、plane bed の河床形態における流砂量の実験値とよく一致することが、すでに確かめられている。

実験による観察によれば、孤立波がそ上する場合、前浜には砂れんは発生せず、またこの領域における水流の運動は、一方向流として十分近似できるので、漂砂量則として式(8)を適用することにした。ただし、透水性海浜では、自由浸透の場合はもとより、強制浸透によって砂粒の限界掃流力が変化するもの⁵⁾と考えられるが、その機構は现阶段では未解明であるので、ここでは簡単のために、これらの影響を掃流力の変化としてのみ表示できるとした。

3. 特性曲線法に基づくそ上解析

(1) そ上高の近似解

Up-rush 時の水流の先端にその後から追いつく前進特性曲線が存在しない場合、滑面あるいは粗面の不透水性海浜におけるそ上高は、式(6)および(7)からそれぞれつぎのように与られ、これらの結果は当然ながら Lé Méhauté ら⁶⁾の結果と一致する。

$$\left. \begin{aligned} R_1/h = U_s^2/2 \\ R_2/h = \{(1+a)(1+2a)/(1+f/2a^2 \sin \beta)\}(U_s^2/2) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

ここに、 U_s : 汀線における無次元流速であり、up-rush 時の水流の先端において、 $C\sqrt{\cos \beta} = aU$ と仮定している。さて、同様にして、透水性海浜におけるそ上高 R_3 は次式で表される。

$$\left. \begin{aligned} R_3/h = c_1[U_s^2/2 - (1+1/a)(\bar{k} + \bar{q}_a)U_s \\ + \{(1+a)^2/a^4\}(\bar{k} + \bar{q}_a)^2 \\ \times \log \{1 + c_1 a^2(1+a)(\sin \beta)U_s/(\bar{k} + \bar{q}_a)\}] \\ c_1 = (1+a)(1+2a)/(1+f/2a^2 \sin \beta) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (10)$$

図-2 は、式(9)および(10)によって与えられるそ上高の近似値と汀線における流速との関係を示したものである。計算条件は図中に示されているとおりであり、また無次元透水係数は実測値を用いている。これから、海浜条件の相違に起因して、滑面、不透水性粗面および自由浸透のみからなる透水性海浜の順にそ上高が小さくなることを見出される。さらに、この計算条件では、そ上高に及ぼす粗度と透水性の効果は、前者の効果はかなり大きいことがわかる。これらの特性は、周期波のもの⁷⁾と定性的に一致する。

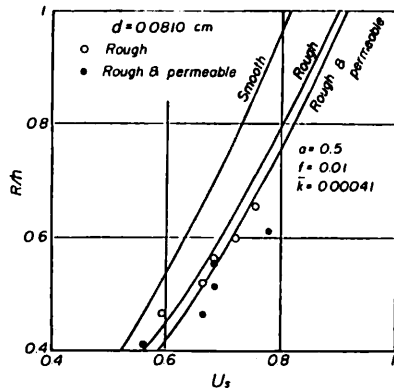


図-2 そ上高と汀線における流速との関係

(2) 特性曲線法に基づく数値解

特性曲線法による双曲型の偏微分方程式の解法は、たとえば Stoker⁸⁾によって詳しく説明されているので、ここでは今回の計算方法のごく概要の説明にとどめ、数値

解から得られる結果を用いて、そ上機構を考察する。

a) 計算方法

いま、比較的緩勾配の海浜を解析の対象とすれば、 $I = \sin \beta \approx \beta$ と近似しても差しつかえないと考えられる。そこで、Boussinesq⁹⁾ の表示による孤立波が勾配 1/10 の海浜上をそ上する現象を取り扱うことにする。ただし、今回の計算ではほとんどの場合、段波が発生したので、いわゆる shock condition を適用して、段波の水理量を決定した。さらに、この解析では汀線が特異点になるので、波速に対する仮定が必要であるが、ここでは岩垣ら¹⁰⁾ の研究成果に基づき、 C を一定として取り扱った。もちろん、この仮定も含め Lé Méhauté⁹⁾ の用いた仮定の妥当性については、そ上の力学機構に立脚したものでないで、依然として問題が残るであろう。

b) 計算結果

(i) 波形: 図-3 (a), (b), (c), (d) および (e) は波形の計算結果の 1 例を示したものである。ここに、計算の条件は $H/h=0.180$, $d=0.810$ mm および $k=0.441$ cm/sec としたほかは、つぎのように与えた。すなわち、(a) 滑面、(b) 粗面の不透水性海浜、(c) 海浜の全域から定常浸透を仮定した透水性海浜、(d) 汀線より陸側で定常浸透の 1/2 を仮定した透水性海浜および (e) 海浜全域から強制排水 (sub-sand filter system) を (d) の条件にさらに付加し、 \bar{q}_a は実験値から 0.000410 とした。まず、図-3 (a) および (b) から、無次元時間 $T=10$ において、滑面の場合の波形が粗面に比べて若干フラットになっていることがわかる。つぎに、(b)

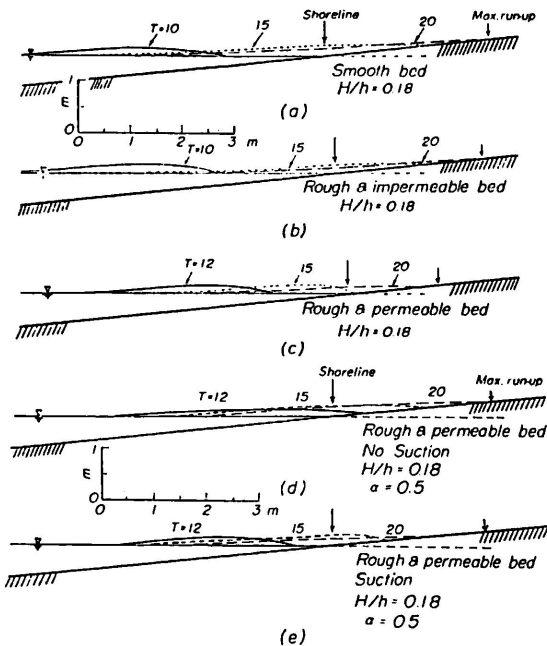


図-3 海浜条件によるそ上波形の変化

および (c) からそ上に及ぼす透水性の効果が見出される。すなわち、透水性および不透水性海浜では、同一の無次元時間に対して孤立波の到達位置が相違し、透水性は波速の減少に寄与していることが示された。さらに、波形の非対称性は透水性海浜で顕著になり、孤立波の前面での屹立が激しく、段波の発達が推察される。さて、強制排水の効果を評価するために、(d) と (e) を比較すれば、強制排水の場合、(c) と同じく波速の減少と孤立波の非対称性を生じさせることが認められる。汀線より陸側では、(d) と (e) はともに定常浸透を仮定しており、その差は陸側での強制排水の効果と考えられるが、図から波形の相違は明らかではない。その理由として、浸透水量を定常浸透量の 1/2 と仮定した場合、この量が今回の強制排水量の約 10 倍の値となるため、その効果が顕著にならなかったことが挙げられよう。

(ii) そ上速度: 図-4 は汀線を通過した波の先端の速度の距離的变化の 1 例を示したものである。計算条件は 図-3 (b) に対応したものであり、これから汀線通過直後の段波から希薄波への移行に伴う流速の急激な変化が見出される。また、希薄波としてそ上する速度の距離的变化が線形でないことが示され、この特性はすべての計算結果から確かめられた。

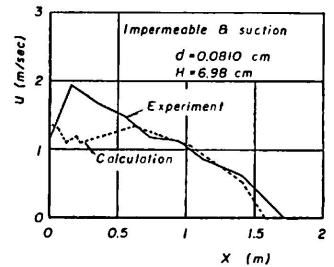


図-4 そ上速度の距離的变化

(iii) そ上高: 図-5 は式 (6) および (7) の数値計算から得たそ上高に及ぼす粗度と透水性の効果を示し

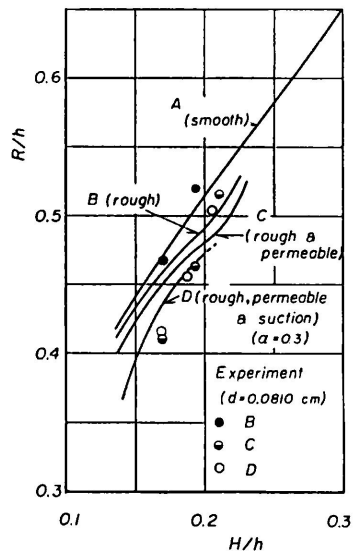


図-5 そ上高に及ぼす粗度と透水性の効果

たものである。ただし、図中、 D の場合は $H/h > 0.2$ では汀線付近で段波が完全に発達し、前進特性曲線が汀線より陸上側で交差する結果、これ以上計算できなかった。この図から、斜面におけるそ上高は、波高・水深比によってほぼ直線的に増加するのに対し、粗面および透水性海浜では両者の線形性が成立しないことがわかる。さらに、強制排水を行った場合には、そ上高の波高・水深比による変化が自由浸透の場合の傾向と相違し、強制排水の効果が波高の小さい場合に顕著に現れることが指摘できる。

(iv) 浜漂砂量：図-6 は孤立波のそ上波形、無次元掃流力、漂砂量の場所的变化の 1 例を表したものである。ただし、計算の条件は、 $H/h=0.203$ 、 $H/d=241$ および

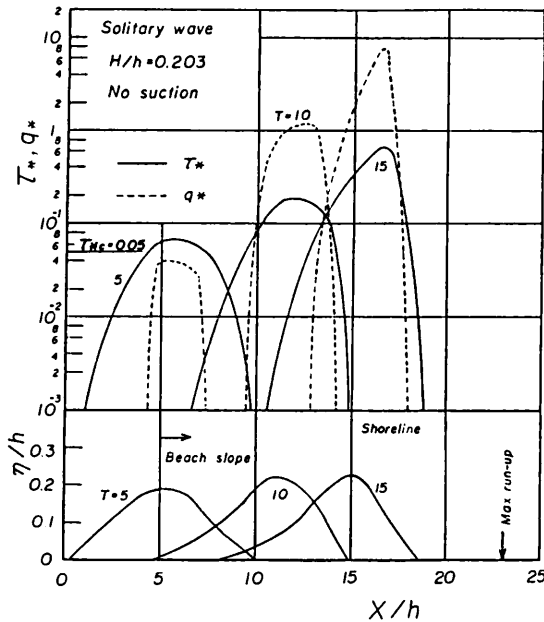


図-6 孤立波のそ上に伴う波形、無次元掃流力および無次元漂砂量の場所的变化

$f=0.00516$ としたほか、汀線より海側では定常浸透とし、陸側では定常浸透の 30% を仮定した。また、漂砂量の計算値は、式(8)中の定数を流砂における salta-tion の実験値すなわち、 $e=0.630$ 、 $\tan \beta_m = 0.577$ および $\lambda = 0.400$ とし、無次元限界掃流力は 0.05 として求めたものである。これから、まず、孤立波が海浜上を汀線に近づくにつれて波高が大きくなり、無次元掃流力が

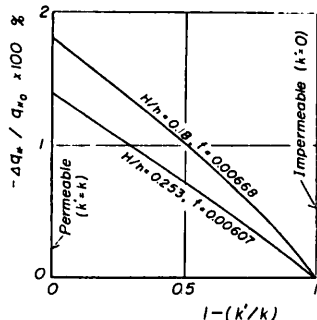


図-7 透水係数による漂砂量の変化

大きく増加し、それに伴って漂砂量がふえることがわかる。さらに、波形が非対称になるにしたがって、 τ_* や q_* の分布形が非対称になり、しかもそれらのピークの位置が、波形のそれよりも前方に現れていることが見出される。これは汀線近傍で発生した段波の影響と推定される。つぎに、図-7 は漂砂量に及ぼす透水性の効果を表したものである。この場合、基準漂砂量 q_{*0} は汀線より海側で生ずる最大値を用いることにし、それからの減少量 Δq_* と透水係数の関係を求めた。この図から、不透水から定常浸透に近づく、つまり見かけの透水係数 k' が k に近づくにつれて漂砂量が減少することがわかる。また、抵抗係数がほぼ同じで波高・水深比を大きくすると、漂砂量の減少割合が小さくなることが認められる。これらの傾向は強制排水した場合にも現れる。

4. 孤立波のそ上機構に関する考察

(1) 孤立波のそ上実験

実験は、図-8 に示す全長 21.6 m、幅 0.75 m および高さ 1 m の波浪水槽を用い、その一端には電磁クラッチを使用したプランジャー式孤立波発生装置を設置

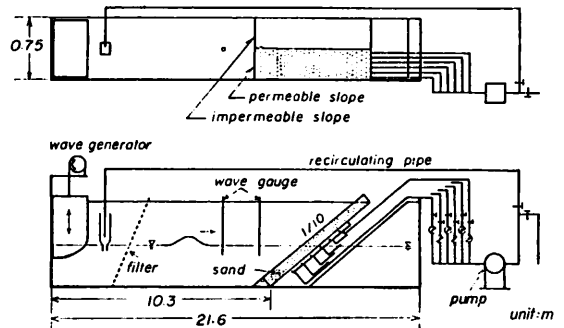


図-8 孤立波による実験装置の概略図

し、他端には 8 m にわたって 1/10 勾配の一樣斜面を設けた。この斜面は、仕切板によって透水側および不透水側に 2 分されており、前者は二重床タイプになっていて、2.2 cm ピッチで直径 0.6 cm の穴を通してポンプによる排水が可能になっている。もちろん、二重床の中空部には、斜面にニス付けした砂粒と同じものが厚さ約 10 cm にわたって充填されており、透水性海浜の表面は、可能なかぎり不透水性海浜のものと同じくするように工夫した。なお、この装置で発生した波は、孤立波として取り扱うことができ、そ上に関する実験に十分供しうることが確認された。計測装置としては、数台の容量型波高計のほか、波形は 35 mm モータードライブカメラ、流速は直径 2 cm のプロペラ流速計およびそ上波の先端速度は電極間 13.8 cm を通過する所要時間を電氣的に計測することにした。

(2) 実験結果との比較検討

図-9 は孤立波のそ上波形の実験値と計算値との比較を示す。ただし、計算条件は 図-3 (e) と同じであって、 $\alpha=0.5$ つまり汀線より陸側で定常浸透の 1/2 としたほかは計算および実験条件は同じである。なお、時間

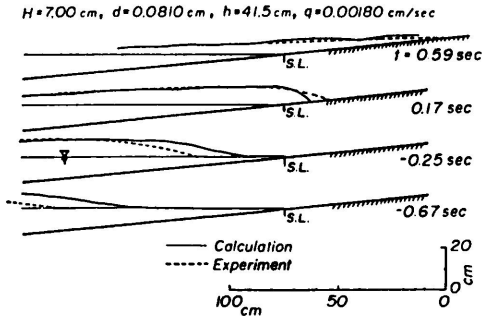


図-9 孤立波の波形変化の比較

波形の選定は、カメラによる連続撮影間隔が 0.42 sec に制約されていたので、これに従った。この図から、孤立波が波高を増大させながら汀線に接近し、さらに希薄波としてそ上する過程が計算結果によってかなり説明できる。そ上速度の距離的变化の実験値の 1 例を 図-4 に示した。ただし、 $x=0$ すなわち汀線での流速はプロペラ流速計による実測値である。ほとんどの実験結果は、汀線通過直後に最大流速を発生したが、これは計算値の傾向と相違する。この理由は、実験では波先を測る電極部(細い針)の先端を海浜の鉛直上 1 mm 程度に設置してあるため、汀線付近で段波状あるいは砕波直前の孤立波の流速が、正確に測定できないためと考えられる。したがって、汀線付近を比較の対象外とすれば、プロペラ流速計によって実測した汀線における実測値と計算値がかなりよく一致し、また希薄波となったのちの流速の距離的变化が実験値と計算値で同じ傾向を示すことがわかる。そ上高については、まず 図-2 に近似解と実験値との比較を示すが、この場合、 U_0 としては実測値を用いた。これから、実験値はバラつくが、そ上高は流速の増加とともに大きくなり、その傾向は計算結果と一致することが認められる。このことから、そ上高に及ぼす粗度と透水性の効果は、やはり前者が後者より大きいことが確認され、これは著者らが再整理した周期波の場合⁷⁾の特性と一致することがわかる。つぎに、図-5 にそ上高の波高・水深比による変化についての実験結果を示す。強制排水量は 0.00980 cm/sec から 0.0180 cm/sec

の範囲であるが、やはり自由浸透量に比べて少ないために、そ上高に及ぼすこの効果はこの実験では見出せなかった。実験値はかなりバラついているが、波高水深比が小さくなると透水性の効果が大きくなり、計算結果とよく似た傾向を示すことがわかる。

5. 結 語

以上、本論文では、透水性海浜における孤立波のそ上機構を明らかにするために、海浜の粗度と透水性の両効果をあらわに含むそ上の基礎式を誘導し、特性曲線法に基づく解析と孤立波のそ上実験から、そ上波形、そ上高および浜漂砂量などを検討した。その結果、海浜の透水性の増加は、孤立波の波形の屹立と非対称性、そ上高の低下および浜漂砂量の減少をもたらし、粗度の増加はとくにそ上高を低下させるなど、透水性海浜における孤立波のそ上機構をかなり明らかにすることができた。なお、そ上に伴う down-wash 時の機構についても同様の方法で今後検討していきたい。

参 考 文 献

- 1) Machemehl, J. L., T. J. French and N. E. Huang: New method for beach erosion control, Civil Engg. in the Oceans, ASCE, pp. 142-160, 1976.
- 2) Meyer, R. E.: Run-up on beaches, Waves on beaches, ed. R. E. Meyer, Academic Press, pp. 357-411, 1972.
- 3) Munk, W. H.: The solitary wave theory and its application to surf problem, N.Y. Acad. Sci. Ann., 51, pp. 376-424, 1949.
- 4) 土屋義人・河田恵昭: 砂粒の saltation に基づく飛砂量則について, 第 19 回水理講演会論文集, pp. 7-12, 1975.
- 5) Oldenzel, D. M. and W. E. Brink: Influence of suction and blowing on entrainment of sand particles, Proc. ASCE, Vol. 100, No. HY7, pp. 935-949, 1974.
- 6) Freeman, J. C. and Lé Méhauté: Wave breakers on a beach and surges on a dry bed, Proc. ASCE, Vol. 90, No. HY2, pp. 187-216, 1964.
- 7) 土屋義人・河田恵昭・矢下忠彦: 波のそ上に及ぼす粗度および透水性の効果, 第 25 回海岸工学講演会論文集, pp. 160-164, 1978.
- 8) Stoker, J. J.: Water waves, Interscience Pub., 567 p., 1957.
- 9) たとえば, Daily, J. M. and S. C. Stephan: The solitary wave, Proc. 3rd Conf. on Coastal Engg., pp. 45-58, 1952.
- 10) 岩垣雄一・井上雅夫・大塚晃一: のり面上の波の遡上機構に関する実験的研究, 第 13 回海岸工学講演会論文集, pp. 198-205, 1966.